

Dispersión de partículas sólidas en flujos turbulentos

CRISTIAN A. GRILLO¹, SANTIAGO LAÍN²

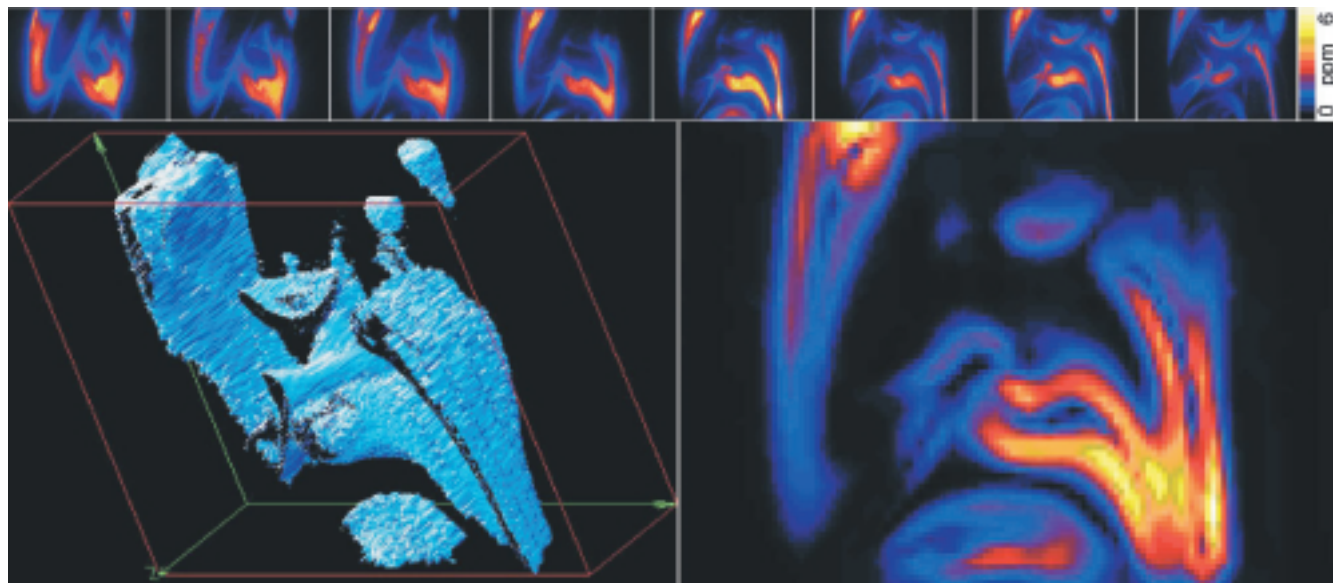


Imagen tridimensional de la fracción volumétrica de hollín en una llama de difusión turbulenta. Arriba: ocho cortes bidimensionales a través de la llama. Abajo izquierda: superficie de isoconcentración de 1 ppm. Abajo derecha: gradiente de concentración de hollín tridimensional

Resumen

Este trabajo aborda el problema de la dispersión de partículas en un campo de flujo subyacente turbulento por medio de la simulación numérica. La aproximación propuesta se centra en el uso de un programa computacional ya existente dentro del Grupo de Investigación de Mecánica de Fluidos de la UAO y de su extensión para mejorar las predicciones teóricas de las propiedades turbulentas de la fase discreta en configuraciones de flujos bifásicos turbulentos cargados con partículas.

Palabras clave: Turbulencia, flujo bifásico, dispersión turbulenta de partículas, modelos lagrangianos.

Abstract

In this work the turbulent particle dispersion in an underlying flow is addressed by using numerical simulation. The proposed approach uses an existing computational code in the Fluid Mechanics Research Group of the UAO, which has been extended in order to improve the numerical predictions of the particle phase turbulent properties in two-phase flow laden with solids.

Keywords: turbulence, two-phase flow, turbulent particle dispersion, Lagrangian tracking

* Artículo resultado del proyecto de iniciación en investigación titulado "Dispersión de partículas sólidas en flujos de interés industrial", financiado por UAO

1. Estudiante Ingeniería Mecánica.

2. Ph.D. en Ciencias Físicas. Director del Grupo de Investigación de Mecánica de Fluidos. Docente Universidad Autónoma de Occidente. slain@uao.edu.co

Fecha de recepción: 16/02/05 fecha de aprobación: 14/03/05

1. Introducción

Por *flujo multifásico* se entiende todo proceso termomecánico en el que interviene un fluido donde coexisten varias fases. Dentro de un *flujo multifásico* se distinguirá una fase fluida que se extenderá en toda la región de desarrollo del flujo, llamada fase continua. En este seno fluido, líquido o gas, se encontrarán porciones de otra u otras materias. La superficie frontera entre las fases se conoce con el nombre de interfase. Si en el flujo las porciones materiales del resto de las fases consisten en elementos aislados, fluidos o sólidos, se habla de *flujo con fase dispersa*. En el caso particular de que tan solo haya dos fases distintas, se hablará de *flujo bifásico*, el cual constituirá nuestro objeto de estudio.

Los *flujos multifásicos* tienen una destacada importancia en una gran variedad de sistemas técnicos, industriales y naturales. De los múltiples fenómenos en los que se encuentran este tipo de flujos se pueden citar, entre otros: *sistemas gas-partículas sólidas*: transportes neumático, colectores de polvo, lechos fluidizados, reactores heterogéneos, xerografía, polvo cósmico, *sistemas gas-líquido (gotas y burbujas)*: atomizadores, depuradoras, secadores, combustores; aglomeración, contaminación, cavitación, enfriamiento de gases, evaporación, *sistemas líquido-líquido*: extracción, homogeneización, *sistemas líquido-sólido*: lechos fluidizados, flotación, sedimentación.

En la aproximación elegida, implementada en el paquete de cálculo ELSA2D, disponible en el Grupo de Investigación en Mecánica de Fluidos, las ecuaciones de Navier-Stokes, que describen la fase continua, se encuentran promediadas temporalmente siguiendo la aproximación de Reynolds. La influencia de las partículas sobre la

fase gaseosa aparece como términos adicionales en las ecuaciones promediadas, describiendo lo que se conoce como la modulación de la turbulencia. El tratamiento elegido para las partículas es de tipo lagrangiano, donde la trayectoria de cada partícula o paquete de partículas se construye resolviendo sus ecuaciones del movimiento lagrangianas. En este tipo de aproximaciones lagrangianas el problema fundamental radica en estimar la velocidad instantánea del gas que la partícula sólida experimenta en cada paso temporal, o velocidad lagrangiana, que va a ser distinta en general de la velocidad euleriana del fluido. Diversas posibilidades pueden plantearse y una excelente revisión puede consultarse en Shirolkar *et al.* (1996). La opción considerada en ELSA2D consiste en interpolar en la localización de la partícula una velocidad media euleriana, construida a partir de los valores de la velocidad de fluido en los nodos más cercanos de la malla, y una componente aleatoria obtenida a partir de una función densidad de probabilidad gaussiana cuya varianza se relaciona con las propiedades locales de la turbulencia de la fase continua proporcionadas por el modelo de turbulencia utilizado para la descripción de la dinámica de la fase gaseosa.

La Figura 1.1 esboza el transporte de partículas debido al movimiento de los vórtices en flujos turbulentos. Dicha figura representa la presencia de los diferentes remolinos, que interactúan con partículas de varios tamaños. El tamaño de la partícula frente al tamaño del remolino es el parámetro más importante en la determinación del resultado de la interacción partícula - vórtice. El transporte de partículas debido a los remolinos turbulentos también depende de diferentes propiedades del fluido y las partículas, como por ejemplo la viscosidad del

fluido, su densidad, y la densidad de la partícula; y de propiedades de flujo, como son la distribución de energía cinética turbulenta.

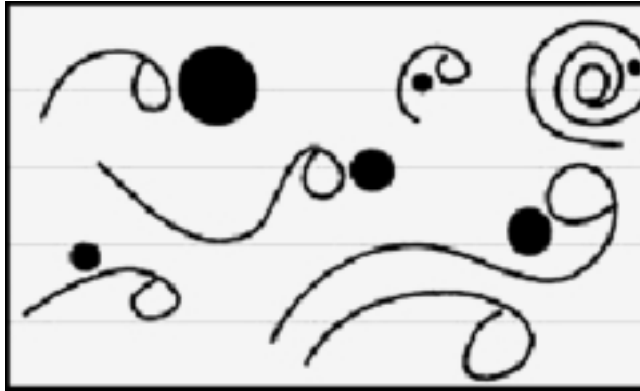


Figura 1.1: Interacción vórtice-partícula en flujos turbulentos.

La interacción partícula discreta - vórtice viene determinada por dos fenómenos, basados en dos propiedades fundamentales de la partícula, su inercia y su velocidad de caída libre, las cuales dictan la naturaleza de la interacción.

Una partícula densa tendrá menor velocidad fluctuante que la del fluido. Esta reducción de la raíz cuadrática media (rms) de las fluctuaciones de velocidad de la partícula se conoce como *efecto de inercia*, y se caracteriza por una escala de tiempo llamada *tiempo de relajación de la partícula* τ_p . El tiempo de relajación de la partícula es la tasa de respuesta de la aceleración de la partícula a la velocidad relativa entre la partícula y el fluido externo.

El fenómeno de migración de una partícula de un vórtice a otro, antes de su decaimiento, debido a la turbulencia original del remolino, es conocido como *el efecto de cruce de trayectorias* (CTE). Esta migración prematura es debida a una velocidad de caída libre significativa para la partícula considerada. El CTE viene determinado por la velocidad de arrastre de la partícula (\vec{v}_d), la cual es simplemente la diferencia entre la velo-

cidad de la partícula y la velocidad del fluido circundante.

2. Modelos de dispersión turbulenta de partículas

La mayor parte de los modelos de dispersión pueden ser clasificados basándose en el marco de referencia usado para su formulación. Hay dos tipos de marcos de referencia, el lagrangiano y el euleriano. En el marco de referencia lagrangiano, las trayectorias de partículas individuales (o nube de partículas) son construidas conforme se mueven a través del dominio computacional. En los modelos lagrangianos de partículas, el sistema de referencia se mueve con las partículas, y la posición instantánea de una partícula puede ser considerada como una función de la posición inicial de la partícula y el tiempo transcurrido. Los modelos lagrangianos son llamados algunas veces **modelos no continuos**, debido a que la fase de las partículas se trata de un modo discreto, a diferencia de la fase fluida, que es tratada como una fase continua. En los modelos eulerianos, el sistema de referencia es estacionario, y las partículas pasan a través de volúmenes de control diferenciales fijos. En esta aproximación las características de la fase de las partículas se obtienen resolviendo ecuaciones diferenciales parciales en un sistema de coordenadas determinado. Estos modelos que tratan las partículas como un continuo, similar a la fase fluida, se conocen también como **modelos continuos** o **modelos de dos fluidos**. Todos los modelos de dispersión de partículas dependen de ciertas propiedades de la fase continua del fluido. Las propiedades de la fase fluida se obtienen bien mediante medidas experimentales o por algún procedimiento computacional apropiado para predecir el campo de flujo turbulento.

Durante el transcurso de este trabajo se ha realizado la implementación de la aproximación descrita en Minier y Peirano (2001), la cual considera una ecuación de Langevin para la estimación de la velocidad lagrangiana del fluido vista por las partículas. Una vez realizada la implementación de la ecuación de Langevin, ésta se validó y comparó frente a las aproximaciones tradicionales lagrangianas, codificadas en ELSA2D, que llamaremos estándar, en tres configuraciones de flujo: flujo turbulento, detrás de una rejilla, flujo cortante simple y chorro libre axisimétrico turbulento cargado con partículas para las cuales existen varios datos experimentales.

El modelo de **Minier y Peirano**, el cual incluye como variable primera la velocidad del fluido vista por la partícula, se escribe:

$$dx_{p,i} = U_{p,i} dt \quad (2.1)$$

$$dU_{p,i} = A_{p,i} dt \quad (2.2)$$

$$dU_{s,j} = A_{s,j}(t, \mathbf{Z}) dt + B_{s,ij}(t, \mathbf{Z}) dW_j \quad (2.3)$$

donde el vector de estado de una partícula se escribe $\mathbf{Z} = (x_p, U_p, U_s)$

función de la posición de la partícula, su velocidad y la velocidad del fluido visto por la partícula, respectivamente. dW es un proceso estocástico de Wiener, o random walk, que posee media cero y varianza dt . $A_{p,i}$ es la aceleración de la partícula:

$$A_{p,i} = (U_{s,i} - U_{p,i})/\tau_p + g_i \quad (2.4)$$

donde τ_p es el tiempo de relajación de la partícula y g es la aceleración de la gravedad. \mathbf{A}_s y \mathbf{B} son, respectivamente, el vector de arrastre y la matriz de difusión, construidos como:

$$A_{s,i} = \frac{1}{p_f} \frac{\partial(P)}{\partial x_i} + \left(\langle U_{p,i} \rangle - \langle U_{s,i} \rangle \right) \frac{\partial U_{f,i}}{\partial x_j} - \frac{U_{s,i}}{T_L^*} \left(\langle U_{s,i} \rangle \right) \quad (2.5)$$

$$B_{s,ij}^2 = B_{s,i}^2 \delta_{ij} =$$

$$\langle \epsilon \rangle \cdot \left(C_0 b_i \cdot \frac{\tilde{k}}{k} + \frac{2}{3} \left(b_i \cdot \frac{\tilde{k}}{k} - 1 \right) \right) \delta_{ij} \quad (2.6)$$

donde no se sobreentiende suma en el subíndice repetido i y los b_i son factores de corrección, definidos como

$$b_i = \frac{T_L}{T_{L,i}^*} \quad (2.7)$$

siendo T_L la escala de tiempo Lagrangiana del fluido y $T_{L,i}^*$ la escala de tiempo Lagrangiana del fluido visto por la partícula. ρ_f es la densidad del fluido, U_f su velocidad (euleriana), $\langle P \rangle$ la presión media, k la energía cinética turbulenta del fluido y $\langle \epsilon \rangle$ la tasa promedio de disipación. \tilde{k} es una nueva energía cinética definida como:

$$\tilde{k} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^3 b_i \langle u_{f,i}^2 \rangle}{\sum_{i=1}^3 b_i} \quad (2.8)$$

que representa las energías usuales ponderadas con los factores b_i . Puesto que estos factores varían de dirección a dirección, la energía cinética ponderada \tilde{k} difiere de la habitual

$$k = \sum_{i=1}^3 \langle u_{f,i}^2 \rangle$$

El factor C_0 es un factor que relaciona la escala temporal lagrangiana del fluido T_L con la tasa media de disipación $\langle \epsilon \rangle$ y la energía cinética turbulenta k .

$$T_L = \frac{4}{3(C_0 + 2/3)} \frac{k}{\langle \epsilon \rangle} \quad (2.9)$$

El modelo estándar existente en ELSA2D consiste en interpolar en la localización de la partícula una velocidad media euleriana, construida a partir de los valores de la velo-

cidad del fluido en los nodos más cercanos de la malla, y fabricar una componente aleatoria obtenida a partir de una función densidad de probabilidad gaussiana cuya varian-za se relaciona con las propiedades locales de la turbulencia de la fase continua proporcionadas por el modelo de turbulencia utilizado para la descripción de la dinámica de la fase gaseosa.

3. Resultados obtenidos

3.1. Dispersión de partículas en la turbulencia generada por una rejilla

3.1.1. Descripción del experimento.

Para la validación de los modelos de dispersión de partículas por la turbulencia de la fase continua es común utilizar esta configuración de flujo. En particular, los experimentos de Wells y Stock (1983) son comúnmente empleados en la literatura especializada. En este montaje experimental se estudia la dispersión de partículas sólidas que emanan desde un punto fuente en un campo de flujo turbulento generado por una rejilla cuadrada. La configuración consiste en un túnel de viento con una sección cuadrada de 200 mm x 200 mm con una velocidad media de aire de $U = 6.55$ m/s. De acuerdo con los datos experimentales, los valores cuadráticos medios de las velocidades fluctuantes en las direcciones del flujo (dirección x) y transversal (dirección y) se pueden estimar de las correlaciones:

$$\frac{U^2}{u'^2} = a_u \left(\frac{X}{M} + b_u \right); \quad \frac{U^2}{v'^2} = a_v \left(\frac{X}{M} + b_v \right) \quad (3.1)$$

Donde M es el tamaño de los huecos de la rejilla, el cual es 25.4 mm y los parámetros a_u , b_u , a_v , b_v adoptan los siguientes valores:

$$a_u = 56.55; b_u = -8.87; a_v = 53.52; b_v = -7.05$$

Es necesario señalar que las expresiones (3.1) son correlaciones que permiten describir las velocidades fluctuantes en cualquier experimento de turbulencia generada por una rejilla sin más que ajustar los valores de los parámetros anteriores.

La energía cinética turbulenta puede determinarse de:

$$k = \frac{1}{2} \sqrt{u'^2 + v'^2} \quad (3.2)$$

La tasa de disipación de energía cinética turbulenta ϵ se halla con la expresión:

$$\epsilon = -\frac{U}{2} \frac{dk^2}{dx} \quad (3.3)$$

Lo cual proporciona, usando (3.1) y (3.2):

$$\epsilon = \frac{U^3}{2M} \left(\frac{1}{a_u \left(\frac{x}{M} + b_u \right)^2} + \frac{2}{a_v \left(\frac{x}{M} + b_v \right)^2} \right) \quad (3.4)$$

Este experimento de Wells y Stock fue diseñado para estudiar el efecto de las fuerzas externas, por ejemplo la gravedad, sobre el proceso de dispersión. Debido al ya visto efecto de cruce trayectorias la dispersión de partículas en el flujo turbulento se reduce, puesto que las partículas caen más rápidamente a través de los vórtices turbulentos debido a la gravedad. Con el objeto de simular diferentes campos gravitatorios, las partículas fueron cargadas y sometidas a un campo eléctrico en el túnel de viento. La dispersión de las partículas fue medida utilizando anemometría láser doppler.

Se utilizaron dos tamaños de partículas de vidrio: 5 μ m y 57 μ m. La dispersión de las partículas más pequeñas se espera que no se vea muy afectada por el incremento del campo gravitatorio puesto que la velocidad de arrastre es pequeña

comparada con las fluctuaciones turbulentas. En el caso de las partículas más grandes el efecto de cruce de trayectorias reduce fuertemente el proceso de dispersión. El efecto del campo eléctrico sobre la dispersión de partículas puede simularse introduciendo una constante gravitacional efectiva que se obtiene de la ecuación de movimiento de la partícula en estado estacionario. La Tabla 3.1 muestra los diferentes casos considerados.

Las partículas fueron inyectadas con una velocidad media en la dirección del flujo de 6.55 m/s, mientras que se empleó una velocidad media fluctuante de 0.5 m/s en el punto de inyección $x/M = 10$.

3.1.2. Simulaciones y discusión.

A continuación se muestran los resultados obtenidos en las condiciones del experimento de Wells y Stock utilizando los modelos de dispersión Langevin estándar y el propuesto por Minier y Peirano.

La Figura 3.1 muestra los resultados obtenidos para las partículas pequeñas ($D_p = 5 \mu\text{m}$). En ella se puede apreciar como para la situación sin fuerzas externas ($V_s = 0$) ambos modelos proporcionan resultados muy parecidos como era previsible. En cambio, cuando tenemos un valor finito de la velocidad

de arrastre V_s el modelo estándar infrapredice la dispersión de las partículas. Los resultados experimentales muestran que para estas partículas tan poco inerciales, la dispersión turbulenta de partículas se ve muy poco influenciada por la aplicación de un campo externo (representado por una constante gravitacional $g_{\text{eff}} = 900$). En este caso, el modelo propuesto por Minier y Peirano se muestra superior al estándar ya que incorpora explícitamente el efecto de cruce de trayectorias reflejado en la existencia de una velocidad de arrastre finita.

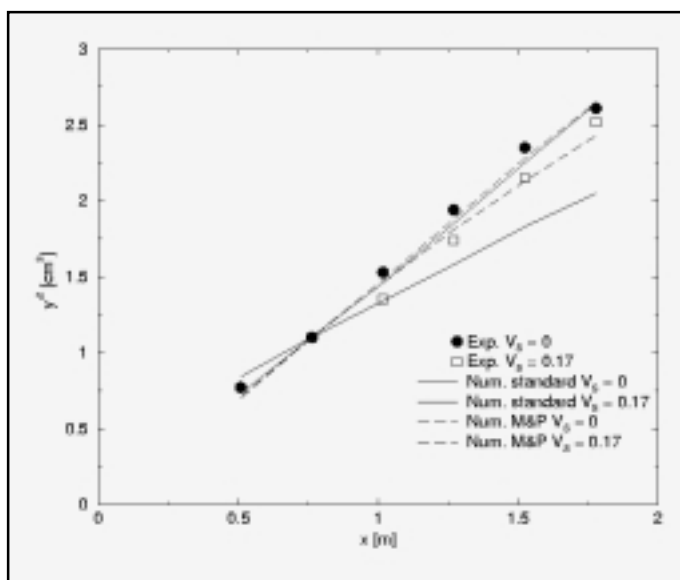


Figura 3.1: Comparación del desplazamiento cuadrático medio obtenido numéricamente frente a los datos de Wells y Stock para las partículas de $5 \mu\text{m}$.

Tabla 3.1: Parámetros experimentales en los estudios de Wells y Stock (1983).

Diámetro partícula [μm]	Densidad partícula [g/cm^3]	Gravedad efectiva [m/s^2]	Velocidad terminal [m/s]
5	2.475	0	0
5	2.475	900	0.17
57	2.420	0	0
57	2.420	28.4	0.545
57	2.420	72.4	1.216

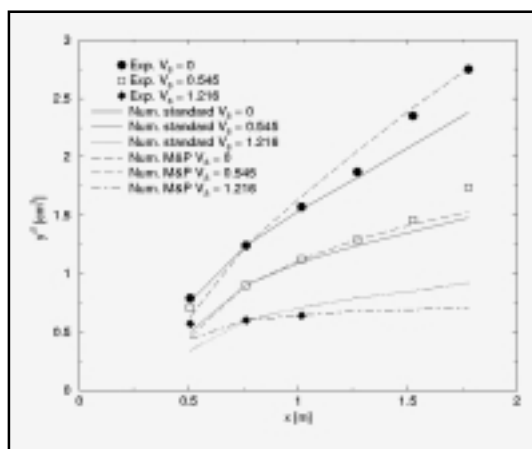


Figura 3.2: Comparación del desplazamiento cuadrático medio obtenido numéricamente frente a los datos de Wells y Stock para las partículas de 57 μm .

La Figura 3.2 muestra los resultados obtenidos para las partículas más inerciales ($D_p = 57 \mu\text{m}$). Se encuentra una mayor dependencia de la dispersión turbulenta de partículas con el campo externo aplicado que en las partículas pequeñas, ya que la respuesta de las partículas a las fluctuaciones del campo de velocidad del fluido es más lenta. De nuevo el modelo estándar no captura suficientemente bien la dispersión indicada por los datos experimentales, infraprediciéndola, mientras que el modelo de Minier y Peirano sí es capaz de describirla con una exactitud suficiente.

3.2. Dispersión de partículas en un flujo cortante simple

El segundo experimento considerado, flujo cortante simple, es numérico y su interés radica en que existen soluciones analíticas exactas (Reeks, 1993; Zaichik, 1997; Hyland *et al*, 1999). En este caso se considera un flujo en dos dimensiones en el plano x y, cuyos valores medios de velocidad del fluido se expresan:

$$U = \alpha y \quad V = 0 \quad (3.5)$$

Donde α es el gradiente de velocidad que se considera constante. Las fluctuaciones de velocidad del fluido vienen determinadas por procesos gaussianos cuyas varianzas

son los esfuerzos de Reynolds en la dirección correspondiente. La magnitud de dichos esfuerzos de Reynolds es un dato fijado desde el comienzo. Los cálculos en esta configuración de flujo están inspirados en los presentados en Hyland *et al*. (1999) con los tamaños de partícula utilizados en los experimentos de Wells y Stock (1983), es decir, 5 y 57 μm . En particular, se tomarán los esfuerzos de Reynolds normales $\overline{u'u'} = \overline{v'v'} = 1$. Las partículas se inyectan en el centro del dominio con velocidad inicial nula y sus trayectorias se calculan durante un tiempo de 5 s.

En primer lugar se considera el caso en el que no hay esfuerzo cortante impuesto, es decir, $\alpha = 0$ y donde los esfuerzos de Reynolds cortantes (turbulentos) son también cero, $\overline{u'v'} = 0$. En este caso, es conocido que los perfiles de concentración de partículas son círculos concéntricos alrededor del origen puesto que la turbulencia es isotrópica y las partículas se difunden con igual probabilidad en todas las direcciones. Esta situación se muestra en la Figura 3.3, donde la concentración es mayor en el origen y decrece conforme nos alejamos de él. Cuando la turbulencia no es isotrópica, es decir $\overline{u'v'} \neq 0$, el procedimiento propuesto por Yuan y Crowe (1989) permite considerar el efecto de la anisotropía o correlaciones cruzadas: en primer lugar se generan aleatoriamente dos velocidades fluctuantes independientes con distribución gaussiana u'_i y v'_i . Entonces, las dos velocidades u' y v' pueden correlacionarse utilizando el coeficiente de correlación R en la forma:

$$u' = u'_i; \quad v' = Ru'_i + v'_i \sqrt{1 - R^2};$$

$$R = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'u'}} \sqrt{\overline{v'v'}}} \quad (3.6)$$

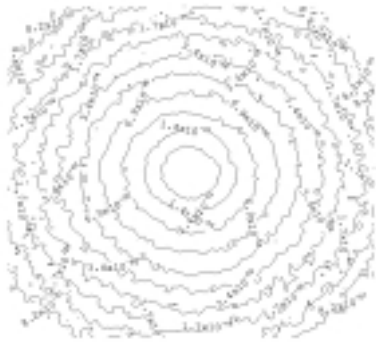


Figura 3.3: Perfiles de concentración de partículas en turbulencia homogénea e isotrópica con $\alpha = 0$ ($D_p = 5 \mu\text{m}$).

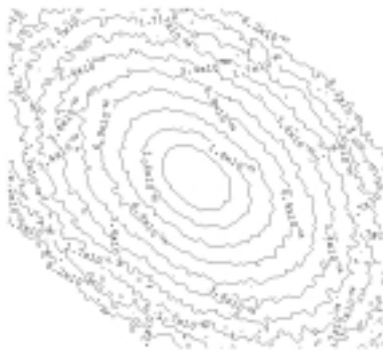


Figura 3.4: Perfiles de concentración de partículas en turbulencia homogénea pero anisótropa. $\overline{u'v'} = -0.5$, con $\alpha = 0$ ($D_p = 5 \mu\text{m}$).

Como resultado, en el caso anisótropo donde, por ejemplo $\overline{u'v'} = -0.5$, los perfiles de concentración se convierten en elipses rotadas 45° de acuerdo con Hyland et al. (1999). Esta situación se muestra en la Figura 3.4. Cuando $\alpha \neq 0$, es decir existe esfuerzo cortante, en el caso de turbulencia isotrópica los perfiles de concentración de partículas se convierten también en elipses rotadas (Figura 3.5 con $\alpha = 5$), aunque en este caso en sentido contrario a las mostradas en la Figura 3.4. Conforme pasa el tiempo estas elipses se expanden (debido a la difusión) y rotan (debido al esfuerzo cortante). Cuando la magnitud del esfuerzo cortante aumenta, el estiramiento y rotación de las elipses aumenta, como se muestra en la Figura 3.6. Si el tamaño de las partículas au-

menta, considerando por ejemplo $D_p = 57 \mu\text{m}$, la situación es similar a la mostrada en las figuras precedentes pero la difusión es menor que en el caso de las partículas pequeñas debido al efecto de inercia (Figura 3.7). Finalmente, si se considera turbulencia no isotrópica y esfuerzo cortante ($\overline{u'v'} = -0.5$, $\alpha = 5$) se obtiene la situación mostrada en la Figura 3.8: las elipses se encuentran rotadas, pero mientras en el centro del dominio el efecto predominante es el de la anisotropía de la turbulencia, conforme nos alejamos de él, el esfuerzo cortante alinea las partículas siguiendo el sentido del flujo medio.

3.3. Dispersión de partículas en un chorro axisimétrico turbulento

La última configuración experimental elegida es la de chorro bifásico gas - sólido axisimétrico con fase dispersa diluida. Este es un flujo realista, altamente anisótropo y encontrado frecuentemente en los procesos industriales.

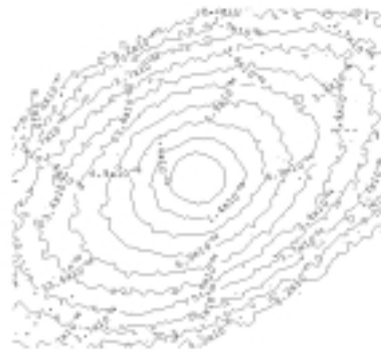


Figura 3.5: Perfiles de concentración de partículas en turbulencia homogénea e isotrópica, con $\alpha = 5$ ($D_p = 5 \mu\text{m}$).

Las razones que justifican la elección de esta configuración son las siguientes: el flujo monofásico es bien conocido y existe un buen ajuste de los modelos turbulentos empleados usualmente, en particular del modelo de segundo orden de esfuerzos de Reynolds elegido en este trabajo; la geometría es senci-

lla y posee un buen número de simetrías; las condiciones de contorno están bien establecidas; existen medidas experimentales suficientemente completas, tanto en la fase fluida como en la fase de partículas; y, por último, ha sido la configuración históricamente empleada en las calibraciones de modelos de flujo bifásico turbulento desde finales de los años 60.

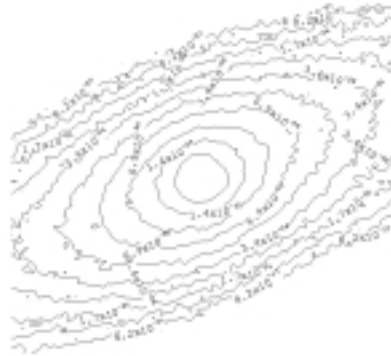


Figura 3.6: Perfiles de concentración de partículas en turbulencia homogénea e isotrópica, con $\alpha = 10$ ($D_p = 5\mu\text{m}$).

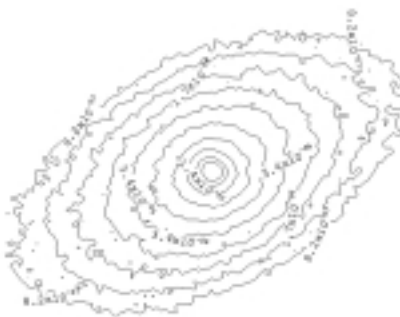


Figura 3.7: Perfiles de concentración de las partículas más grandes en turbulencia homogénea e isotrópica, con $\alpha = 5$ ($D_p = 57\mu\text{m}$).

3.3.1. Descripción del experimento y simulaciones.

En la configuración experimental de Hishida y Maeda (1987) el chorro emana de una boquilla interior de 13 mm de diámetro confinada en un tubo exterior de 60 mm. La corriente primaria está confinada en un flujo anular de aire, llamada corriente secundaria, con velocidad elevada para evitar la recirculación del flujo primario. Tal con-

figuración es esquematizada en la Figura 3.9. El sistema de medida emplea un anemómetro láser Doppler (LDA) de dos componentes y modificado por los autores para posibilitar la medida de velocidades de ambas fases con discriminación de tamaño. De los diferentes casos presentados en Hishida y Maeda (1987) se ha elegido el primero.

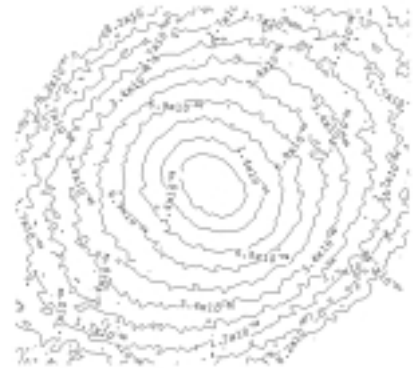


Figura 3.8: Perfiles de concentración de partículas en turbulencia homogénea y anisótropa, con $\overline{u'v'} = -0.5$ y $\alpha = 10$ ($D_p = 5\mu\text{m}$).

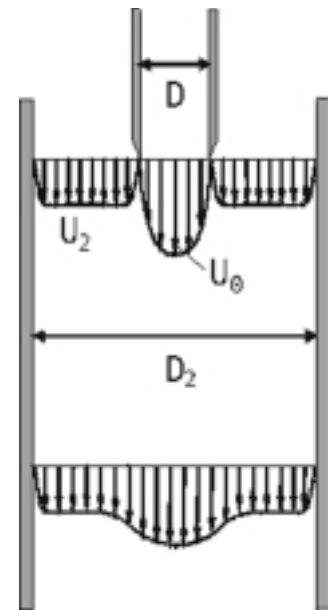


Figura 3.9: Esquema de la configuración de flujo del chorro de Hishida y Maeda (1987).

En este conjunto de medidas la velocidad en el eje de simetría de la corriente primaria es de 30 m/s mientras que la velocidad del flujo secundario es de 15 m/s. La fase sólida consiste en partículas de vi-

drio de diámetro medio 64.4 mm y densidad $\rho_p = 2590 \text{ kg/m}^3$. La fracción de carga másica es 0.3 (kg partículas)/(kg aire), que corresponde a una fracción volumétrica media $\alpha_p = 1.4 \times 10^{-4}$. La comparación entre medidas y cálculos se presenta para la sección transversal situada $x = 130 \text{ mm}$ aguas abajo de la boquilla, es decir, $x/D = 10$ donde D es el diámetro de la boquilla.

La simulación se ha realizado con el modelo de esfuerzos de Reynolds axisimétrico. Por consiguiente, el cálculo se ha simplificado considerando las condiciones de simetría y tan solo se calculó la mitad del dominio del flujo. Este dominio rectangular abarca 520 mm en la dirección axial y 30 mm en la radial, hasta la pared del tubo exterior, y se discretiza por medio de una malla no uniforme de 150×60 volúmenes de control en la dirección axial y radial respectivamente. Dicha resolución de la malla es suficiente para producir resultados independientes del tamaño de la malla. Los perfiles medidos en $x = 0$ han sido introducidos como condiciones de entrada y en $x = 520 \text{ mm}$ se usó una condición de salida. En $r = 0$ se impuso la condición de eje de simetría y en $r = 30 \text{ mm}$ la condición de no deslizamiento entre el aire y la pared. Dado el tamaño de las partículas, suficientemente pequeñas, las fuerzas más relevantes son la resistencia aerodinámica y la gravedad. La estadística se realizó sobre un total de 25000 trayectorias de partículas. Los resultados se presentan en formato dimensional frente a la distancia radial r .

3.3.2. Resultados y discusión

Una característica importante de la configuración de chorro bifásico es su gran anisotropía en los esfuerzos normales de Reynolds, especialmente en los de la fase de partículas donde el cociente entre el valor de los esfuerzos axiales nor-

males, $u'_{p,i}$ y los radiales, $v'_{p,i}$, es un orden de magnitud. Este hecho también se ha encontrado en un flujo cortante simple donde Reeks (1993) demuestra que los esfuerzos normales de Reynolds de las partículas para tiempos largos presentan anisotropía a pesar de que los esfuerzos de Reynolds del fluido se imponen isótropos y espacialmente uniformes. Esta alta anisotropía de los esfuerzos normales de Reynolds de las partículas en flujos no uniformes no es capturada con suficiente exactitud por los cierres tradicionales (Laín y Kohnen, 1999; Laín y Aliod, 2000). Desde el punto de vista Euleriano, Laín y Aliod (2003) demuestran que un modelo Euleriano de segundo orden, el cual incluye explícitamente términos de producción para los esfuerzos normales de Reynolds de las partículas, es capaz de predecir aceptablemente la citada anisotropía en las cantidades turbulentas de las partículas en el chorro experimental de Mostafa et al. (1989). Por el contrario, hasta el momento las estrategias lagrangianas todavía no son capaces de capturar razonablemente dicha anisotropía. Por tanto, dado que el modelo de dispersión de Minier y Peirano refleja con más exactitud la física subyacente que los tradicionales, cabe preguntarse si proporcionará una estimación aceptable de la anisotropía de la turbulencia de las partículas en la configuración de chorro axisimétrico. Además, en esta configuración de flujo existen fuertes gradientes de velocidades medias, en particular de la velocidad media axial en la dirección radial, por lo que el término inhomogéneo proporcional a $\partial \langle U_{f,i} \rangle / \partial x_j$ en el modelo de Minier y Peirano no se anula idénticamente como pasaba en el caso de turbulencia generada por una rejilla. Los resultados obtenidos con ambos modelos de dispersión se presentan en las figuras siguientes, donde todos los datos son dimen-

sionales.

La parte superior de la Figura 3.10 muestra las velocidades axiales medias para ambas fases. Como era de esperar ambos modelos de dispersión de partículas proporcionan valores prácticamente idénticos para el fluido, donde la influencia de las partículas se tiene en cuenta mediante el acoplo de dos vías (two-way coupling).

En el caso de las partículas, el modelo de Minier y Peirano proporciona una velocidad media ligera-

mente superior al modelo estándar debido a que la velocidad media de fluido vista por las partículas es también superior a la velocidad media del gas (Figura 3.12).

En el caso de los esfuerzos de Reynolds (Figura 3.10 abajo, Figura 3.11) los valores obtenidos para el gas son muy similares en ambos modelos, comparando razonablemente bien con los valores experimentales. Sin embargo, la situación es distinta en el caso de los esfuerzos de Reynolds de las partículas donde el modelo de Minier y Peirano incrementa las fluctuaciones de las velocidades de las partículas u'_p y esfuerzos de Reynolds cortantes $\overline{u'_p v'_p}$.

En estos últimos el incremento es suficiente para capturar los puntos experimentales, pero insuficiente para aproximarse a los valores medidos de u'_p . En el caso de los esfuerzos normales radiales ambas estrategias de dispersión predicen prácticamente el mismo resultado. Ello es debido a que la dirección radial es una dirección aproximadamente homogénea en el chorro (que tiene direccionalidad axial) y los esfuerzos de Reynolds del gas y las partículas alcanzan los valores de equilibrio rápidamente de forma similar a como sucede en los flujos cortantes simples (Reeks, 1993). La situación es distinta en la dirección axial donde aparentemente no se alcanzan los valores de equilibrio

presentando además la particularidad que los gradientes de velocidad media de las partículas actúan como una fuente para u'_p , según se demuestra en Laín y Aliod (2003).

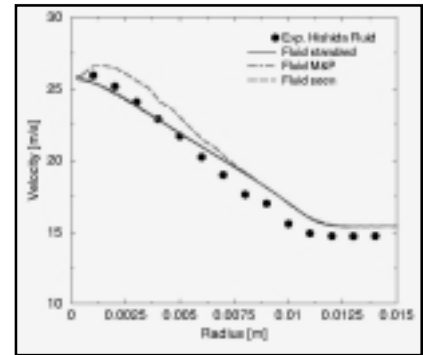


Figura 3.12: Velocidad axial media vista por las partículas en el modelo de Minier y Peirano en comparación con la velocidad media del fluido en $x/D = 10$.

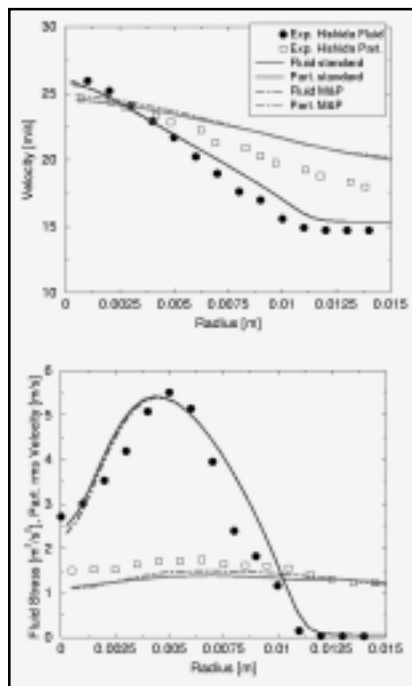


Figura 3.10: Velocidades medias (arriba) y esfuerzos axiales (abajo) para ambas fases en $x/D = 10$ (Hishida y Maeda, 1987).

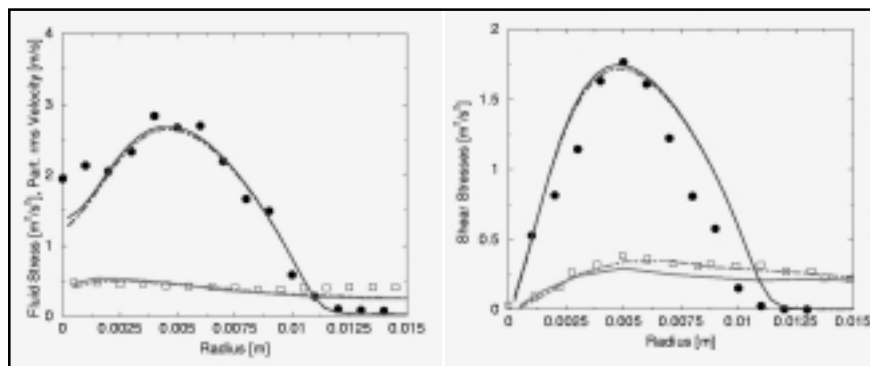


Figura 3.11: Esfuerzos radiales (izquierda) y cortantes (derecha) para ambas fases en $x/D = 10$ (Hishida y Maeda, 1987).

En resumen, a pesar de que el modelo de Minier y Peirano mejora las predicciones del estándar en la configuración de chorro axisimétrico, capturando correctamente los esfuerzos de Reynolds cortantes $\overline{u'_p v'_p}$, todavía no es capaz de capturar la anisotropía de la turbulencia de las partículas debido a la infrapredicción de los esfuerzos normales u'_p .

4. Resumen y conclusiones

Este trabajo ha abordado la dispersión de partículas discretas (sólidos, gotas o burbujas) en un flujo turbulento subyacente, la cual viene gobernada por la interacción fluido - partícula. Sin embargo, la existencia de dos fenómenos particulares diferencia considerablemente el comportamiento de una partícula fluida del de una discreta: la existencia de la inercia y el efecto de cruce de trayectorias. El punto de vista escogido para la descripción de las partículas es el Lagrangiano, o no continuo, donde las partículas se describen como entes individuales que responden a una ecuación del movimiento en el seno fluido.

Por el contrario, la fase continua se describe mediante las ecuaciones de Navier -Stokes apropiadamente modificadas y extendidas para describir el comportamiento turbulento del flujo e incluir el efecto de las partículas en suspensión.

El punto clave de la aproximación lagrangiana basada en la función densidad de probabilidad, consiste en considerar como variable primera en el vector de estado de una partícula la velocidad del fluido vista por la partícula. Cuando la componente fluctuante de la velocidad del fluido visto por la partícula se considera como un proceso aleatorio, con densidad de probabilidad gaussiana, se desarrollan los modelos de Langevin que se han denominado en este trabajo modelos estándar. En cambio, modelando las aceleraciones de las partículas fluidas mediante un proceso de difusión de Langevin, Minier y Peirano (2001) demuestran que el modelo obtenido respeta más fielmente que el estándar la física del problema pudiéndose incluir de forma natural los efectos de inercia y de cruce de trayectorias.

Los modelos lagrangianos estándar y el propuesto por Minier y Peirano (M&P) se han confrontado con tres experimentos, dos reales y uno numérico. Los cálculos se han desarrollado con el código computacional ELSA2D, disponible en el Grupo de Investigación en Mecánica de Fluidos de la UAO. Como resultado de la validación del modelo M&P, éste reproduce mejor que el estándar la dispersión turbulenta de partículas en el flujo turbulento generado por una rejilla cuando se encuentra presente un campo externo de fuerzas. En adición, ambos modelos funcionan suficientemen-

te bien a la hora de reproducir los principales fenómenos de dispersión de partículas en un experimento numérico que involucra un flujo cortante simple. Finalmente se consideró un flujo realista, como el chorro turbulento axisimétrico cargado con partículas sólidas, el cual se caracteriza por una alta anisotropía de las velocidades fluctuantes de las partículas, mucho mayores que las correspondientes de la fase gaseosa, la cual no es capturada suficientemente bien por los modelos Lagrangianos actuales. El resultado para el chorro demuestra que aunque el modelo M&P se aproxima un poco más a los puntos experimentales que el modelo estándar, todavía no es lo suficientemente preciso para reproducir el comportamiento turbulento de la fase de las partículas, por lo que éste debe ser todavía mejorado. Un camino posible para la mejora sería el considerar la influencia de los esfuerzos cortantes del fluido sobre el modelo de difusión de Langevin considerado para modelar las aceleraciones de las partículas fluidas vistas por la partícula en vez de la elección diagonal elegida por Minier y Peirano. Sin embargo, esta posibilidad se considerará en un trabajo futuro. ❁

Referencias

- Hishida K., Maeda M. "Turbulent characteristics of gas-solids two-phase confined jet: Effect of particle density. Japanese J. Multiphase Flow, Vol. 1 pp:56-69, 1987.
- Hyland K.E., Mckee. S., Reeks. M.W. "Exact analytic solutions to turbulent particle flow equations". Vol. 11. No 5. pp:1070-6631. 1999.
- Laín S., Aliod. R. "Discussion on second-order dispersed phase Eulerian equations applied to turbulent particle-laden jet flows". Chem Eng. Science

vol. 58, (2003). p: 4527-4535.

- Laín S., Aliod. R. "Study on the Eulerian dispersed phase equations in non-uniform turbulent two-phase flows: discussion and comparison with experiments". International Journal of heat and Fluid flow 21 (2000). p: 374-380.
- Laín, S., Kohnen, G. "Comparison between Eulerian and Lagrangian strategies for the dispersed phase in non-uniform turbulent particle-laden flows". Proceedings on turbulence and Shear Flow Phenomena 1, Sta. Barbara, CA USA (1999). p: 227-282.
- Minier J.P, Peirano E. "The PDF approach to turbulent polydispersed Two-Phase Flows". Physics Reports vol.352; (2001). p: 1-214.
- Mostafa, A.A, Mongia, H. C., McDonell, V. G., & Samuelsen, G. S. "Evolution of particle-laden jet flows: A theoretical and experimental study". AIAA Journal, 27; (1989). p: 167-183.
- Pope S.B. "Lagrangian modeling of turbulent flows". Annual Review of fluid Mechanicals .vol.26, (1994). p.23-63.
- Reeks M.W., "On the continuum equations for dispersed particles in nonuniform flows, I dispersion in a simple shear flow", Phys.Fluids A 5(3). (1993); p: 750-761.
- Shirokar J. S. Coimbra C.F.M., McQuay M.Q., "Fundamental aspects of modeling turbulent particle dispersion in dilute flows". Prog. Energy and Combustion Science Vol. 22, (1996); p: 363-369.
- Taylor GI. "Diffusion by continuous movement". Proc London. Math Soc.1921; 20:196.
- Wells M.R., Stock D.E., "The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow". J.Fluid Mech., 136, 31-62 (1983).
- Yuan, Y., Crowe C.T., Particulate Sci. Technol. 7,129 (1989).
- Zaichik, L.I. "Modelling of the motion of particles in non-uniform turbulent flow using the equation for the probability density function". J. Appl. MathS. Mechs, Vol. 61. No. 1, pp.127-133, (1997).